

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

en vue

DU DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3^e cycle) DE PHYSIQUE

(Physique Nucléaire)

par

Martial **DOPORTO**

Sujet :

Etude des collisions quasi-élastiques antiproton-proton à 3 GeV/c.

soutenue le 25 juin 1965 devant la Commission d'examen

JURY

MM. **SARAZIN**

Président

PHILBERT

Examineurs

Mme **ERICSON**

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

en vue

DU DIPLOME DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ (3^e cycle) DE PHYSIQUE

(Physique Nucléaire)

par

Martial **DOPORTO**

Sujet :

Etude des collisions quasi-élastiques antiproton-proton à 3 GeV/c.

soutenue le 25 juin 1965 devant la Commission d'examen

JURY

MM. **SARAZIN**

Président

PHILBERT

Examineurs

Mme **ERICSON**



U N I V E R S I T E D E L Y O N

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
EYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOLDIN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553428_0026

Professeurs

MM. LONGCHAMBON

PRETTRE

COURTY

KUHNER

MALECOT

PARIS

AUMERAS

COLONGE

JANIN

FLANDRIN

BERNARD

DUFAY Jean

NIGON

GAUTHIER Henri

WAUTIER

CHOPIN

CUEILLERON

BRACONNIER

EYRAUD Charles

SARAZIN

BOIDIN

PERES

MESNARD

GRANDMONTAGNE

BOUTILLIER

LAFOUCRIERE

DREUX

TEICHNER

PAVANS de CECCATTY

MERLIN

DUFAY Maurice

LUBET

PHILBERT

COHEN-ADDAD

DAVID Louis

CHANEL

MAURY

DEPRAZ

GAUTHIER Jean

GAUME

Minéralogie

Chimie industrielle

Chimie - Physique

Botanique

Mécanique rationnelle et appliquée

Chimie minérale

Chimie

Chimie organique

Physique générale

Géologie appliquée

Physique industrielle

Astronomie

Zoologie expérimentale

Géologie générale

Zoologie

Chimie biologique

Chimie

Calcul différentiel et intégral

Chimie-Physique appliquée

Physique nucléaire

Microbiologie et Mycologie

Physiologie

Electronique

Physique

Minéralogie

Physique nucléaire théorique

Chimie organique

Chimie industrielle

Zoologie

Chimie analytique

Physique de l'Atmosphère

Physiologie

Physique nucléaire

Chimie

Géologie générale

Psychophysiologie

Méthodes mathématiques de la Physique

Physique nucléaire

Chimie

Physique expérimentale

Professeurs sans Chaire

MM.	FERON	Mathématiques
	LAFORGUE	Physique
	LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N.
	UZAN	Physique S.P.C.N.
	CHENEVOY	Géologie appliquée
	GINET	Zoologie
	ASCH	Physique
	MICHEL Pierre	Minéralogie
	DUCET	Biologie végétale
Mle	MAITROT	Physique
MM.	GEVIN	Géologie générale
	PONASSE	Mathématiques
	d'INCAN	Physique
	LEFEBVRE	Mathématiques
	PERNET	Mathématiques
	CHERY	Physique
	BERGEON	Physique C.S.U.
Mle	GAUTHERON	Chimie biologique

Maîtres de Conférences

Mme	ERICSON	Physique générale
MM.	MARTEL	Mécanique
	MATHIEU	Mécanique des Fluides
	ERBEIA	Physique
	DESCOTES	Chimie organique
	PICARD Philippe	Mathématiques
	LEMOIGNE	Botanique
	DEMARCO	Géologie générale
	MICHEL Georges	Biochimie
	LEBRETON	Biologie végétale
	DAVID Jean	Biologie animale
	TOUSSET	Chimie propédeutique
	FEUVRAIS	Physique Electricité
	PICARD Claude	Mathématiques
	SCHMITT	Physique M.P.C.
	LAURENT	Chimie organique
	ROT	Mathématiques
	BETHOUX	Mathématiques
Mle	CALAIS	Mathématiques
	GUSAKOW	Physique
Mle	THOMAS	Chimie minérale

Maître de Conférences Adjoint

M. PIERRON

Chimie

Conseiller Administratif

M. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

A la mémoire de mon père

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. Sarazin, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon pour l'intérêt qu'il a accordé à cette étude et pour la compréhension qu'il m'a toujours manifestée.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur le Professeur Philbert qui m'a proposé le sujet de cette thèse et à Madame le Professeur Ericson qui m'a honoré de sa présence dans mon jury.

Je remercie tous mes camarades qui se sont intéressés à mes recherches et ont créé une ambiance vraiment sympathique : Mme A. Burdet qui m'a communiqué des résultats expérimentaux, Mme S. Couchoud qui m'a aidé pour la programmation des calculs numériques, Mme M. Joos qui a apporté tant de soin à la dactylographie du texte.

Ce travail a pu être effectué grâce à une bourse que le Gouvernement français m'a généreusement accordée. Je voudrais exprimer à M. le Haut Commissaire du C. E. A. l'expression de ma profonde reconnaissance pour la bourse Joliot-Curie dont j'ai bénéficié durant l'année 1964.

INTRODUCTION

Parmi les réactions d'une particule avec un noyau complexe, certaines parceque particulièrement simples, présentent un intérêt spécial : à savoir les collisions dites quasi-élastiques (selon la terminologie de Claudis, Hess et Moyer) ¹⁾. Sont ainsi nommées les interactions telles qu'elles peuvent être décrites avec une bonne approximation comme résultant d'une simple diffusion de la particule incidente par un des nucléons liés. Après la diffusion la particule incidente quitte le potentiel nucléaire et le nucléon partenaire du choc, ou bien est d'énergie assez faible pour rester dans le noyau ou bien est expulsé sans nouvelle interaction. En général le noyau résiduel est dans un état excité. En fait sont particulièrement étudiées les collisions quasi-élastiques telles que le nucléon lié soit un proton et que le noyau résiduel ne se desexcite pas par émission d'une particule chargée. Ces conditions permettent d'éliminer des phénomènes parasites dont la présence pourrait perturber l'analyse des résultats.

L'étude des collisions quasi-élastiques présente un intérêt évident, aussi bien pour la physique du noyau puisqu'elle permet d'attendre en principe, par une étude complète de la cinématique, la distribution des moments nucléoniques que pour celle des particules élémentaires, puisqu'elle est le seul moyen dont nous disposons pour examiner l'effet d'un potentiel extérieur sur une interaction élastique binaire.

Toute exploitation sérieuse des résultats concernant les collisions quasi-élastiques exige évidemment que la cinématique du processus élémentaire intéressant : choc particule - particule , soit connue. Il s'agit d'un problème difficile, qui exige à la fois des déterminations expérimentales très précises et une bonne utilisation de celles-ci dans les calculs. Nous nous sommes, dans ce travail, proposés d'examiner, d'une part quelles étaient les possibilités de mesures offertes par la technique de l'émulsion photographique d'autre part quelles procédures pouvaient être le plus avantageusement employées pour établir la cinématique des chocs. Notre étude a porté sur des collisions d'antiprotons de moment linéaire $3 \text{ GeV}/c$. Le choix de ces particules nous a été dicté pour deux raisons : d'une part les collisions élastiques antiproton - proton libre dans les stacks d'émulsions dont nous disposions avaient été sérieusement étudiées (Péres, F. Guérin-Bartholin), d'autre part aucune étude des interactions quasi-élastiques $\bar{p} - p$ n'avait jusqu'ici été faite.

Notre mémoire est divisé en trois parties :

- I. Etude bibliographique
- II. Calculs cinématiques relatifs aux collisions quasi-élastiques
- III. Résultats expérimentaux.

I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Les expériences de diffusion quasi-élastiques ont eu jusqu'ici pour but essentiel l'obtention de la distribution en moments des nucléons intranucléaires.

Ainsi Henley²⁾ a trouvé en 1952 qu'une distribution gaussienne correspondant à une énergie moyenne des nucléons de 19,3 MeV rendait le mieux compte des résultats de Richman et Willcox³⁾ (1950) sur la reproduction des mésons π et des résultats de Hadley et York⁴⁾ (1950) sur les deutérons formés par le processus de pick up. Cladis, Hess et Moyer¹⁾ (1952) ont obtenu des gaussiennes de $1/\ell = 16 \pm 3$ MeV pour le carbone après une étude à l'aide des compteurs sur la diffusion quasi-élastique, puis Willcox et Moyer⁵⁾ (1955) de $1/\ell = 20$ MeV pour le béryllium. Wattenburg et al⁶⁾ (1956) ont étudié la photodésintégration des quasi-deutérons et ont observé un $1/\ell = 19$ MeV. Enfin Dowell et al⁷⁾ (1960) ont fait des expériences sur la diffusion quasi-élastique dans une chambre à bulles remplie de propane et ils donnent pour résultat $1/\ell = 13$ MeV.

Une combinaison linéaire de deux gaussiennes a été proposée par Selove⁸⁾ (1955, 1956) pour expliquer ses résultats. Les résultats de Mc Ewen, Gibson et Duke⁹⁾, qui sont les seuls à étudier la collision quasi-élastique dans les émulsions, sont le mieux représentées par une autre combinaison linéaire des deux gaussiennes : si l'on ne veut utiliser qu'une seule distribution gaussienne on trouve $1/\ell = 11 \pm 3$ MeV.

On a aussi essayé d'autres distributions par exemple celle de Chew Goldberger¹⁰⁾ et une distribution basée sur le modèle des gaz de Fermi. La première distribution prédit trop de composantes à haute énergie¹¹⁾, la deuxième pas assez¹²⁾.

Mc Ewen et England¹³⁾ ont fait une étude basée sur le modèle nucléaire semi-transparent et à l'aide de certaines hypothèses simplificatrices, ils en déduisent que 30% des collisions quasi-élastiques observées dans les émulsions sont dues aux noyaux lourds.

II. CALCULS CINEMATIQUES

1. Evénements à deux branches

Les événements à deux branches (émission de 2 particules chargées) sont de 4 types :

- i) diffusions élastiques par un proton libre de l'émulsion
- ii) diffusions quasi-élastiques par un proton lié
- iii) diffractions par un noyau (avec un recul visible du noyau)
- iiii) réactions avec un noyau donnant lieu à l'émission de 2 particules chargées et qui n'appartiennent ni à ii) ni à iii)

Les diffractions par un noyau donnant lieu à l'émission visible d'un fragment chargé sont des phénomènes très rares. En règle générale en effet, les diffractions se font avec une émission de la particule rapide sous un angle assez faible pour que l'énergie de recul du noyau soit de quelques MeV seulement, insuffisante donc pour donner lieu à une trace décelable. D'autre part les phénomènes iii) sont le plus souvent très dissemblables d'une collision quasi élastique : ou bien parceque la nature des particules n'est pas celle requise par une collision quasi-élastique, ou bien parceque la somme des énergies des particules chargées est différente de celle de la particule incidente . Enfin les diffusions " élastiques " sont telles qu'elles satisfont à des critères géométriques et cinématiques bien déterminés (et notamment au critère de coplanarité, selon lequel les trois traces, incidente et émergentes se trouvent dans un même plan).

Les phénomènes quasi-élastiques apparaissent donc assez faciles à discriminer des autres : ils ne peuvent pas être confondus avec quelques rares diffractions, pour lesquelles le fragment de recul se présenterait sous forme d'une trace très courte et n'ayant pas l'aspect de celle d'un proton (parceque plus épaisse); ils se distinguent des collisions élastiques du fait qu'ils ne satisfont

pas aux mêmes critères (bien évidemment cependant une collision quasi-élastique avec un proton nucléaire de moment nul apparaîtra comme étant une collision élastique). Quant aux réactions iii), elles pourront intervenir comme phénomènes perturbateurs dans la mesure où une cascade intranucléaire très courte donnerait lieu à l'émission de 2 particules ayant une cinématique compatible avec celle d'une collision quasi-élastique, ce qui, à priori , apparaît comme peu probable.

2. Grandeurs cinématiques intervenant dans une collision quasi-élastique.

Choix des trièdres .

Nous pouvons représenter une collision quasi-élastique due à un antiproton par exemple, selon le schéma figure 1 . Les trois traces visibles ne sont pas coplanaires en général.

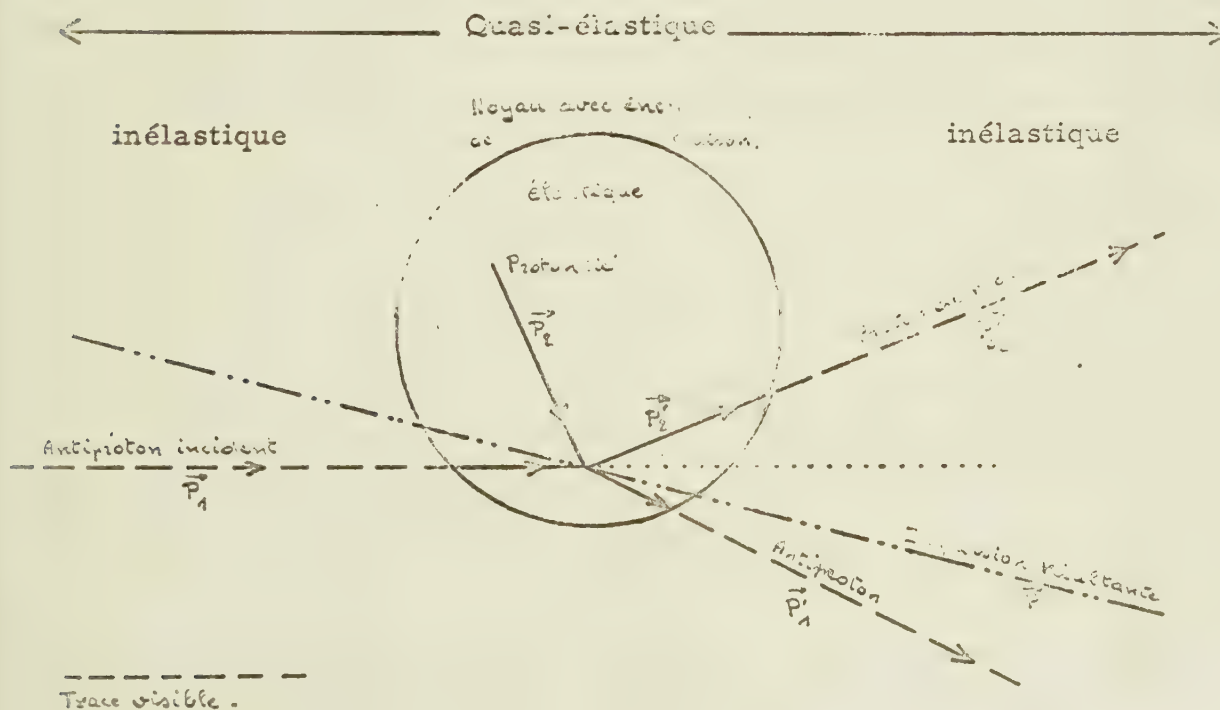


Figure 1

Nous désignons par $\vec{P}_1$ le moment linéaire de l'antiproton incident (ce pourrait être évidemment le moment de toute particule incidente) dans le noyau, par $\vec{P}_2$ le moment interne du proton cible; $\vec{P}'_1$ et $\vec{P}'_2$ sont les mêmes vecteurs pour les antiproton et proton émergents. En raison du potentiel nucléaire existant $V \approx 20 \text{ MeV}$ à 30 MeV , les moments dans le noyau ne sont pas égaux aux moments des particules qui sont observés dans le laboratoire avant et après la collision. Soit $\vec{P}_{o1}$, $\vec{P}'_{o1}$ et $\vec{P}'_{o2}$ (avec des notations évidentes) ces moments externes. Nous écrivons:

$$\vec{P} \approx \vec{P}_o \quad \vec{P}'_1 \approx \vec{P}'_{o1} \quad \vec{P}'_2 = \vec{P}'_{o2} + \vec{p}$$

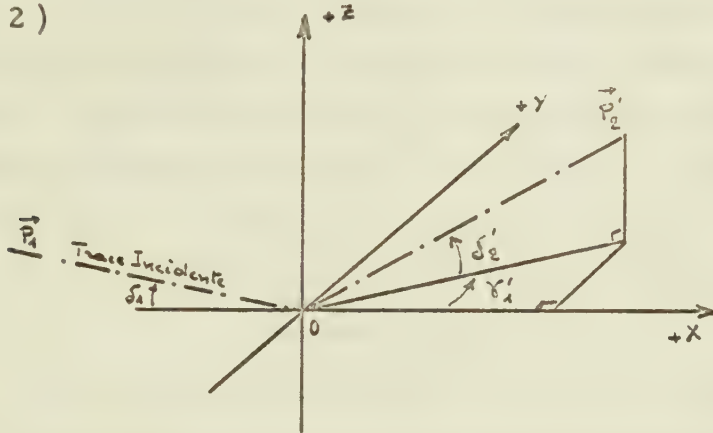
où $\vec{p}$ est la perte de moment subie par le proton lors de l'entrée ou de la sortie du noyau . Assimiler $\vec{P}_1$ et $\vec{P}'_1$ à $\vec{P}_{o1}$ et $\vec{P}'_{o1}$ constitue une approximation parfaitement valable compte tenu de la précision des données expérimentales. En effet les traversées de la barrière V n'affectent pas des moments de l'ordre de $2m_0/c$ où m_0 est la masse au repos de la particule de plus de $1,5 V/c$ (de l'ordre de 20 MeV) . Il s'agit donc d'une correction de l'ordre de 1 pour cent seulement. Compte tenu de l'utilisation que nous avons faite de la technique de l'émulsion, nous définirons les angles de mesure comme étant ceux qui se présentent naturellement lors de l'examen d'une plaque photographique au microscope.

Nous utilisons pour trièdre fondamental celui qui est défini par les conditions expérimentales. L'événement est le point O ; l'axe OX est la projection sur le " plan de l'émulsion " de la trace incidente ; OZ est défini par le perpendiculaire au " plan de l'émulsion " (en pratique par le mouvement Z du microscope). Ce trièdre XYZ est celui dans lequel nous faisons nos mesures. Les angles mesurés (γ_i) dans le plan XOY seront positifs si les projections des traces sur ce plan sont dans $OX > 0$ et négatifs si $OX < 0$. Ces angles correspondent à la longitude.

Les angles mesurés dans le plan $Z(XY)_Y$ sont comptés positivement si les traces correspondantes sont situées dans la position d'espace $OZ > 0$ et

négativement dans le cas contraire. Ces angles δ_i dits des angles de dip ou inclinaison correspondent à la latitude.

Nous appelons respectivement δ_1, γ_1 les angles définis par la trace incidente et $\delta'_1, \gamma'_1, \delta'_2, \gamma'_2$ ceux définis par les traces émergentes 1 et 2.
(Figure 2)



Nous définirons un second trièdre de la manière suivante : OX' est donné par la direction de la trace incidente, OZ' est confondu avec OZ et OY' est perpendiculaire à OZ et OZ' . Les relations entre ces 2 trièdres sont données dans l'appendice. Les cosinus directeurs d'un vecteur $\vec{P}_1$ dans le trièdre $X'Y'Z'$ seront donnés par :

$$\begin{aligned}
 (1) \quad \cos \alpha_i &= \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 - \sin \delta'_i \sin \delta_1 \\
 \cos \varphi_i &= \cos \delta'_i \sin \gamma'_i \quad \quad \quad i=1, 2 \\
 \cos \psi_i &= \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \sin \delta_1 + \sin \delta'_i \cos \delta_1
 \end{aligned}$$

(cf Appendice)

Compte tenu de la définition choisie pour OX' , l'angle α_i est l'angle que l'on appelle habituellement " l'angle de diffusion ". Le plan de diffusion qui contient les deux traces diffusées est donné par

$$(2) \quad \begin{vmatrix} x' & y' & z' \\ P'_1 \cos \alpha_1 & P'_1 \cos \varphi_1 & P'_1 \cos \psi_1 \\ P'_2 \cos \alpha_2 & P'_2 \cos \varphi_2 & P'_2 \cos \psi_2 \end{vmatrix} = 0$$

L'angle entre $\vec{P}'_1$ et $\vec{P}'_2$ projeté sur le plan de diffusion est $(\theta_1 + \theta_2)$

3. Les angles de coplanarité

L'angle de coplanarité défini classiquement¹⁴⁾ est un angle qui traduit le fait que la trace incidente ne se trouve pas dans le plan de diffusion, autrement dit, il est nul quand P_1 est nul et l'on s'en sert comme critère pour distinguer les collisions quasi-élastiques des collisions vraiment élastiques (c'est à dire entre les particules incidentes et les protons libres de l'hydrogène contenu dans l'émulsion). C'est l'angle ϕ' que fait le prolongement de P_1 avec sa propre projection sur le plan de diffusion.

Le calcul de ϕ' se fait de la manière suivante :

Soit un vecteur $\vec{R}$ perpendiculaire au plan de diffusion

$$\vec{R} = \vec{P}'_1 \times \vec{P}'_2 = P'_1 P'_2 \sin(\theta_1 + \theta_2) \vec{n}$$

$$\vec{R}(\vec{P}_1)' = RP_1 \cos(\pi/2 + \phi') = -P_1 P'_1 P'_2 \sin(\theta_1 + \theta_2) \sin\phi'$$

En exprimant $P_1 P'_1 P'_2$ nous trouvons

$$(3) \quad \sin\phi' = \frac{\cos\delta_1 \cos\delta'_1 \cos\delta'_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \left[\operatorname{tg}\delta'_1 \sin\gamma'_2 - \operatorname{tg}\delta'_2 \sin\gamma'_1 + \operatorname{tg}\delta_1 \sin(\gamma'_2 - \gamma'_1) \right]$$

L'évaluation de ϕ' se fait à l'aide d'une approximation : $\theta_1 + \theta_2 \approx \alpha_1 + \alpha_2$

La validité de cette approximation a été étudiée par Duke et al¹⁵⁾ et Bartholin Guérin¹⁶⁾.

En fait une telle approximation n'est pas nécessaire puisque $(\theta_1 + \theta_2)$ l'angle dans le plan de diffusion entre $\vec{P}'_1$ et $\vec{P}'_2$ est calculable et donné par :

$$\begin{aligned} \cos(\theta_1 + \theta_2) &= \cos\delta'_1 \cos\gamma'_1 \cos\delta'_2 \cos\gamma'_2 + \cos\delta'_1 \sin\gamma'_1 \cos\delta'_2 \sin\gamma'_2 + \\ &\quad + \sin\delta'_1 \sin\delta'_2 \\ &= \cos\delta_1 \cos\delta'_2 \cos(\gamma'_2 - \gamma'_1) + \sin\delta'_1 \sin\delta'_2 \end{aligned}$$

Il nous est apparu qu'il pourrait être utile de connaître 2 autres angles liés au défaut de coplanarité. Le premier est l'angle entre le prolongement de $P_1[OX']$ et l'intersection du plan de diffusion avec le plan $X'OZ'$, autrement dit l'angle entre $(\vec{P}_1)'$ et sa projection propre sur le plan de diffusion suivant $X'OZ'$. Pour calculer cet angle que nous appellerons ϕ nous connaissons l'équation du plan de diffusion et le plan $X'OZ'$ est donné par :

$$ax' + cz' = 0$$

Nous trouvons facilement que :

$$(4) \quad \text{tg} \phi = \frac{\cos \psi_2 \cos \varphi_1 - \cos \psi_1 \cos \varphi_2}{\cos \alpha_2 \cos \varphi_1 - \cos \alpha_1 \cos \varphi_2}$$

D'autre part la direction OX' est privilégiée parcequ'elle suit la direction de la trace incidente, mais le plan $X'OZ'$ ne l'est pas. Nous pouvons donc définir un second angle: celui entre le prolongement de $P_1[OX']$ et l'intersection du plan de diffusion avec le plan $X'OY'$, autrement dit l'angle entre $(\vec{P}_1)'$ et sa propre projection sur le plan de diffusion suitant $X'OY'$. Calculons cet angle, que nous appellerons λ ; le plan $X'OY'$ est donné par:

$$ax' + by' = 0$$

et nous trouvons :

$$(5) \quad \text{tg} \lambda = \frac{\cos \psi_2 \cos \varphi_1 - \cos \psi_1 \cos \varphi_2}{\cos \psi_2 \cos \alpha_1 - \cos \psi_1 \cos \alpha_2}$$

Mais le plan de diffusion contient aussi l'impulsion totale après le choc qui est égale à l'impulsion totale avant le choc et nous pouvons écrire le plan de diffusion

x' $P'_i \cos \alpha_i$ $P_1 - u$	y' $P'_i \cos \varphi_i$ v	z' $P'_i \cos \psi_i$ w	$= 0 \quad i=1;2$
---	--	---	-------------------

où v , u , w sont les trois composantes de $\vec{P}_2$ dans le trièdre $X'Y'Z'$.

Donc $\text{tg}\phi$ et $\text{tg}\lambda$ peuvent s'écrire :

$$\text{tg}\phi = \frac{w \cos \varphi_i - v \cos \psi_i}{(P_1 - u) \cos \varphi_i - v \cos \alpha_i} \quad i = 1, 2$$

(6)

$$\text{tg} \lambda = \frac{v \cos \psi_i - w \cos \varphi_i}{(P_1 - u) \cos \psi_i - w \cos \alpha_i} \quad i = 1, 2$$

Introduisant les angles mesurés nous trouvons d'après (1) (4) (5) :

$$\phi = \arctg \frac{\text{tg}\delta'_1 \sin \gamma'_2 - \text{tg}\delta'_2 \sin \gamma'_1}{\sin(\gamma'_2 - \gamma'_1)} + \delta_1$$

$$\text{tg} \lambda = \frac{\cos \delta_1 (\text{tg}\delta'_1 \sin \gamma'_2 - \text{tg}\delta'_2 \sin \gamma'_1) + \sin \delta_1 \sin(\gamma'_2 - \gamma'_1)}{\text{tg}\delta'_1 \cos \gamma'_2 - \text{tg}\delta'_2 \cos \gamma'_1}$$

Pour que les trois traces soient coplanaires (Figure 3) il faut que ϕ et λ soient nulles

ABCD est le plan de diffusion.

OB, OC les deux traces émergentes

$$\phi = X'\hat{O}E \quad \lambda = X'\hat{O}F$$

OE est le droit d'intersection de

ABCD avec $X'OZ'$

OF est le droit d'intersection de

ABCD avec $X'OY'$

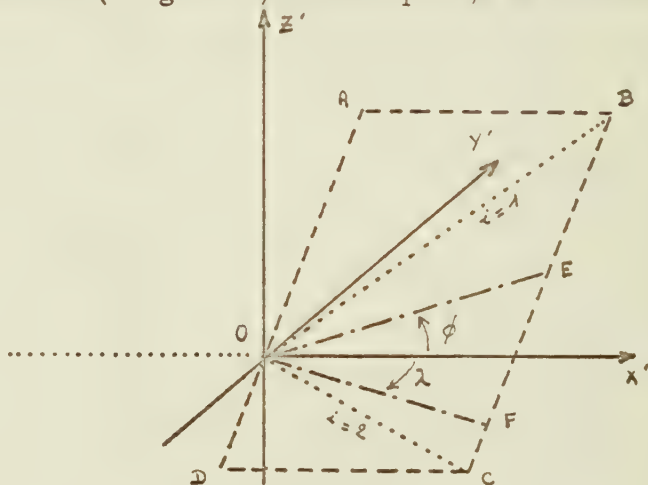


Figure 3

Considérons des cas particuliers. Nous désignons par $p_2^{\max}$ la valeur maxima que peut atteindre le module de l'impulsion du nucléon. Admettons tout d'abord que $v=p_2$. Si de plus $p_2 = p_2^{\max}$, nous obtenons pour λ une valeur notée $\lambda_{\max}$ telle que :

$$\text{tg} \lambda_{\max} = \phi_2^{\max} / p_1$$

De façon tout à fait analogue, si $w = p_2$ et $p_2 = p_2^{\max}$

$$\operatorname{tg} \phi_{\max} = p_2^{\max} / p_1$$

Enfin si $u = p_2$, compte tenu de $v = w = 0$, les deux angles ϕ et λ sont nuls (l'annulation de l'un entraînant évidemment celle de l'autre).

Rappelons que pour une collision élastique il faut que :

$$(7) \quad \operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - v_c^2 / c^2}} = \Gamma$$

4. Relations entre les angles mesurés et les 3 composantes du moment linéaire nucléonique interne

A. Les angles dans le plan de diffusion

Dans le plan de diffusion nous considérons quatre vecteurs : les deux traces émergentes $\vec{P}'_1$ $\vec{P}'_2$ l'impulsion totale $\vec{P}'$ après le choc et $(\vec{P}'_1)'_\phi$ la droite d'intersection du plan de diffusion avec le plan XOZ. Les composantes de ces quatre vecteurs dans le trièdre XYZ sont

$$\vec{P}'_1 \left\{ \begin{array}{l} P'_{1x} = P'_1 \cos \delta'_1 \cos \gamma'_1 \\ P'_{1y} = P'_1 \cos \delta'_1 \sin \gamma'_1 \\ P'_{1z} = P'_1 \sin \delta'_1 \end{array} \right.$$

$$\vec{P}'_2 \left\{ \begin{array}{l} P'_{2x} = P'_2 \cos \delta'_2 \cos \gamma'_2 \\ P'_{2y} = P'_2 \cos \delta'_2 \sin \gamma'_2 \\ P'_{2z} = P'_2 \sin \delta'_2 \end{array} \right.$$

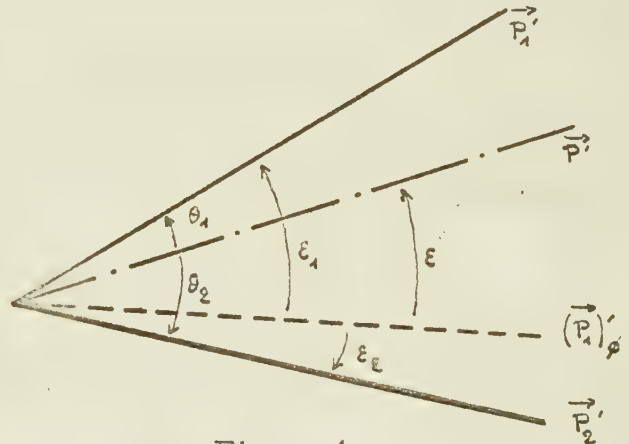


Figure 4

$$\begin{array}{l|l} \begin{array}{l} P'_{1\rho x} = P_1 \cos(\phi - \delta_1) \\ P'_{1\rho y} = 0 \\ P'_{1\rho z} = P_1 \sin(\phi - \delta_1) \end{array} & \begin{array}{l} \vec{P}' \\ \hline \begin{array}{l} P'_x = (P_1 - u) \cos \delta_1 - w \sin \delta_1 / P' \\ P'_y = -v / P' \\ P'_z = -(P_1 - u) \sin \delta_1 + w \cos \delta_1 / P' \end{array} \end{array} \end{array}$$

Redéfinissons les angles dans le plan de diffusion ainsi qu'il est indiqué Figure 4 :

Les angles θ_i par $\vec{P}' \cdot \vec{P}'_i = P'_i P' \cos \theta_i$

$$\begin{aligned} P \cos \theta_i &= \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \left[(P_1 - u) \cos \delta_1 - w \sin \delta_1 \right] + \cos \delta'_i \sin \gamma'_i (-v) + \sin \delta'_i \\ &\quad \left[-(P_1 - u) \sin \delta_1 - w \cos \delta_1 \right] \\ &= (P_1 - u) (\cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 - \sin \delta'_i \sin \delta_1) - v (\cos \delta'_i \sin \gamma'_i) - w (\cos \delta'_i \cos \gamma'_i \sin \delta_1 \\ &\quad + \sin \delta'_i \cos \delta_1) \end{aligned}$$

Donc d'après (1) :

$$P \cos \theta_i = (P_1 - u) \cos \alpha_i - v \cos \varphi_i - w \cos \psi_i$$

Les angles ϵ_i par $(\vec{P}_1)' \cdot \vec{P}'_i = P_1 P'_i \cos \epsilon_i$

$$\begin{aligned} \cos \epsilon_i &= \cos(\phi - \delta_1) \cos \delta'_i \cos \gamma'_i + \sin(\phi - \delta_1) \sin \delta'_i \\ &= \cos \phi (\cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 - \sin \delta'_i \sin \delta_1) + \sin \phi (\cos \delta'_i \cos \gamma'_i \sin \delta_1 + \sin \delta'_i \cos \delta_1) \end{aligned}$$

Donc (1)

$$\cos \epsilon_i = \cos \phi \cos \alpha_i + \sin \phi \cos \psi_i$$

L'angle ϵ par $(\vec{P}_1)' \cdot \vec{P}' = P P' \cos \epsilon$

$$\begin{aligned} \cos \epsilon &= \cos(\phi - \delta_1) \left[(P_1 - u) \cos \delta_1 - w \sin \delta_1 \right] + \sin(\phi - \delta_1) \left[-(P_1 - u) \sin \delta_1 - w \cos \delta_1 \right] \\ &\quad - (P_1 - u) \left[\cos(\phi - \delta_1) \cos \delta_1 - \sin(\phi - \delta_1) \sin \delta_1 \right] - w \left[\sin \delta_1 \cos(\phi - \delta_1) + \cos \delta_1 \sin(\phi - \delta_1) \right] \end{aligned}$$

$$(10) \quad P \cos \epsilon = (P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi$$

Mais

$$P = \sqrt{(P_1 - u)^2 + v^2 + w^2}$$

Donc:

$$P \sin \epsilon = \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2}$$

Pour trouver la première équation reliant les inconnues aux quantités mesurables nous voyons d'après (8) que :

$$\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} = \frac{(P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \phi_1 - w \cos \psi_1}{(P_2 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \phi_2 - w \cos \psi_2}$$

Les définitions (fig. 4) entraînent :

$$\theta_1 + \theta_2 = \epsilon_1 + \epsilon_2$$

$$\theta_1 = \epsilon_1 - \epsilon$$

$$\theta_2 = \epsilon_2 - \epsilon$$

Donc:

$$\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} = \frac{\cos(\epsilon_1 - \epsilon)}{\cos(\epsilon_2 - \epsilon)} = \frac{P \cos \epsilon_1 \cos \epsilon - P \sin \epsilon_1 \sin \epsilon}{P \cos \epsilon_1 \cos \epsilon + P \sin \epsilon_2 \sin \epsilon}$$

Compte tenu de (7) nous pouvons écrire la première équation :

$$(11) \quad \frac{\cos \epsilon_1 [(P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi] - \sin \epsilon_1 \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2}}{\cos \epsilon_1 (P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi + \sin \epsilon_2 \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2}} = \frac{(P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \phi_1 - w \cos \psi_1}{(P_1 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \phi_2 - w \cos \psi_2}$$

Pour la deuxième équation nous voyons d'après (8) que :

$$P(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) = (P_1 - u)(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) - v(\cos \phi_1 + \cos \phi_2) - w(\cos \psi_1 + \cos \psi_2)$$

Mais :

$$\begin{aligned}\cos\theta_1 + \cos\theta_2 &= 2\cos \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_2)\cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2) \\ &= 2\cos \frac{1}{2}(\epsilon_1 + \epsilon_2)\cos \frac{1}{2}(\epsilon_1 - \epsilon_2) \\ &= (\cos\epsilon_1 + \cos\epsilon_2)\cos\epsilon + (\sin\epsilon_1 - \sin\epsilon_2)\sin\epsilon\end{aligned}$$

Et à l'aide de (10), nous écrivons:

$$\begin{aligned}& (\cos\epsilon_1 + \cos\epsilon_2) \left[(P_1 - u)\cos\phi - w\sin\phi \right] + (\sin\epsilon_1 - \sin\epsilon_2) \sqrt{[(P_1 - u)\sin\phi + w\cos\phi]^2 + v^2} \\ &= (P_1 - u)(\cos\alpha_1 + \cos\alpha_2) - v(\cos\phi_1 + \cos\phi_2) - w(\cos\psi_1 + \cos\psi_2)\end{aligned}\quad (12)$$

B. La cinématique des chocs élastiques

Nous utilisons l'invariant:

$$(13) \quad p_i^2 = m_i^2 \quad i = 1, 2$$

où p_i est le quadrivecteur :

$$\begin{pmatrix} P_i \\ E_i \end{pmatrix}$$

où P_i l'impulsion, m_i la masse, le module de P_i s'écrira sans flèche (i.e. P_i) et E_i est l'énergie totale. Les quantités après le choc ont des primes et nous plaçons dans le système d'unités $\hbar = c = 1$

$$(14) \quad E_i^2 = P_i^2 + m_i^2$$

Nous avons aussi :

$$(p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2$$

$$p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 = p'^2_1 + p'^2_2 + 2p'_1 p'_2$$

En soustrayant $m_1^2 + m_2^2$ dans chaque membre, d'après (8) nous trouvons

$$(15) \quad p_1 p_2 = p'_1 p'_2 = \pi$$

Après la conservation de l'impulsion totale ($\vec{P} = \vec{P}'$) dans le plan de diffusion (figure 4) nous avons :

$$(16) \quad P'_1 \cos\theta_1 + P'_2 \cos\theta_2 = P$$

$$(17) \quad P'_1 \sin \theta_1 - P'_2 \sin \theta_2 = 0$$

Elevant au carré

$$P'^2_1 \sin^2 \theta_1 + P'^2_2 \sin^2 \theta_2 = 2P'_1 P'_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2$$

D'après(17)

$$(18) \quad P'_1 P'_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 = P'^2_1 (1 - \cos^2 \theta_1)$$

D'après la figure 4 nous voyons que :

$$\begin{aligned} \vec{P}'_1 \cdot \vec{P}'_2 &= P'_1 P'_2 \cos(\theta_1 + \theta_2) \\ &= P'_1 P'_2 (\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2) \end{aligned}$$

D'après(18)

$$(19) \quad \vec{P}'_1 \cdot \vec{P}'_2 = P'_1 P'_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 - P'^2_1 (1 - \cos^2 \theta_1)$$

Nous avons

$$P_1 p_2 = \pi = p'_1 p'_2 = E'_1 E'_2 - P'_1 P'_2$$

Donc d'après (19):

$$\begin{aligned} (20) \quad \pi &= P'^2_1 (1 - \cos^2 \theta_1) - P'_1 P'_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 + E'_1 E'_2 \\ &= P'^2_1 - P'_1 \cos \theta_1 (P'_1 \cos \theta_1 + P'_2 \cos \theta_2) + E'_1 E'_2 \\ &= P'^2_1 - P P'_1 \cos \theta_1 + E'_1 E'_2 \end{aligned}$$

La conservation de l'énergie totale peut s'écrire, si $\mathcal{E}$ est l'énergie totale du système :

$$\begin{aligned} (21) \quad \mathcal{E} &= E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2 \\ E'_2 &= \mathcal{E} - E'_1 \end{aligned}$$

Donc:

$$\begin{aligned} \pi &= P'^2_1 - P P'_1 \cos \theta_1 + E'_1 - E'^2_1 \\ &= P'^2_1 - P P'_1 \cos \theta_1 + E'_1 - P'^2_1 - m^2_1 \end{aligned}$$

D'après (14):

$$\xi E'_1 = \pi + m_1^2 + PP'_1 \cos \theta_1$$

Elevant au carré

$$\xi^2 E_1'^2 = \xi^2 (P_1'^2 + m_1^2) = P^2 P_1'^2 \cos^2 \theta_1 + (m_1^2 + \pi)^2 + 2P'_1 P \cos \theta_1 (m_1^2 + \pi)$$

Donc:

$$P_1'^2 (\xi^2 - P^2 \cos^2 \theta_1) - 2PP'_1 (\pi + m_1^2) \cos \theta_1 + \xi^2 m_1^2 - (m_1^2 + \pi)^2 = 0$$

Finalement

$$(22) \quad P'_1 = \frac{P \cos \theta_1 (\pi + m_1^2) \pm \sqrt{P^2 (\pi + m_1^2)^2 \cos^2 \theta_1 + (\xi^2 - P^2 \cos^2 \theta_1) (\pi + m_1^2)^2 - \xi^2 m_1^2}}{\xi^2 - P^2 \cos^2 \theta_1}$$

De 16 et 17 nous déduisons :

$$\cotg \theta_1 + \cotg \theta_2 = \frac{P}{P'_1 \sin \theta_1}$$

$$\cotg \theta_2 = \cotg \theta_1 \left[\frac{P}{P'_1 \cos \theta_1} - 1 \right]$$

Donc une relation entre θ_1 et θ_2 est donnée par

$$(23) \quad \tg \theta_1 = \frac{P'_2 \sin \theta_2}{P - P'_2 \cos \theta_2}$$

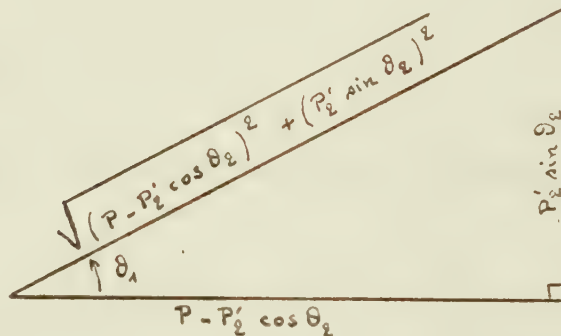


Figure 5

Reécrivons (22) pour P'

$$(24) \quad P'_2 = \frac{P(\pi + m_2) \cos \theta_2 \pm \sqrt{P^2 (\pi + m_2)^2 \cos^2 \theta_2 + (\xi^2 - P^2 \cos^2 \theta_2) (\pi + m_2)^2 - \xi^2 m_2^2}}{\xi^2 - P \cos^2 \theta_2}$$

D'après la figure 5

$$(25) \quad P \cos \theta_1 = \frac{P^2 - P_2' P \cos \theta_2}{\sqrt{P^2 + P_2'^2 - 2P_2' P \cos \theta_2}}$$

D'après (8)

$$(26) \quad \frac{P_1^2 + u^2 + v^2 + w^2 - 2P_1 u - P_2' [(P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \varphi_2 - w \cos \psi_2]}{\sqrt{P_1^2 + u^2 + v^2 + w^2 - 2P_1 u + P_2'^2 - 2P_2' (P_1 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \varphi_2 - w \cos \psi_2}} =$$

$$= (P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \varphi_1 - w \cos \psi_1$$

Les trois équations 11, 12, 26 forment un système d'équations simultanées qui pourrait servir à évaluer u, v, w .

Etude du cas particulier $P_2 = u$

Quand $P_2 = u$ nous avons deux possibilités, ou bien les impulsions initiales colinéaires sont parallèles ou bien elles sont antiparallèles

a) Cas des impulsions parallèles

Dans ce cas nous avons $P_1 = u$ et $\beta = \pi$ donc

$$P'' = \sqrt{P^2 + u^2 - 2P_1 u \cos \beta} = P_1 + u$$

L'impulsion résultante suit la trace incidente donc nous avons $\lambda = \phi = 0^\circ$ et aussi:

$$\theta_i \equiv \alpha_i = \epsilon_i$$

D'après (22) nous trouvons, si $m_1 = m_2 = m$

$$P_2' = \frac{P'' A'' \cos \alpha_2 \pm \sqrt{(P'' A'' \cos \alpha_2)^2 - 2P_2' P_2 A'' (\xi^2 - P''^2 \cos^2 \alpha_2)}}{\xi^2 - P''^2 \cos^2 \alpha_2}$$

avec :

$$A'' = E_1 E_2' - P_1 u + m^2 \quad \xi = E_1 + E_2$$

$$P'' = P_1 + u \quad E_i = \sqrt{P_i^2 m^2}$$

(23) entraîne :

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{P'_2 \sin \alpha_2}{(P_1 - u) - P'_2 \cos \alpha_2}$$

α_1 a une limite donnée par :

$$\cos \alpha_1 = \frac{\xi}{P} \sqrt{\frac{2P_1 u}{2P_1 u + A}}$$

b) Impulsions antiparallèles

Nous avons $P_2 = u$ et $\beta = 0^\circ$ donc :

$$P^\# = \sqrt{P_1^2 + u^2 - 2P_1 u \cos \beta} = P_1 - u$$

Comme dans le cas présent il vient :

$$\lambda = \phi = 0 \quad \text{et} \quad \theta_i \equiv \alpha_i \equiv \epsilon_i$$

(22) donne pour $m_1 = m_2 = m$

$$P' = \frac{P^\# A^\# \cos \alpha_2 \pm \sqrt{(P^\# A^\# \cos \alpha_2)^2 + 2P_2 P_2 A^\# (\xi^2 - P^\#{}^2 \cos^2 \alpha_2)}}{\xi^2 - P^\#{}^2 \cos^2 \alpha_2}$$

avec :

$$A^\# = E_1 E_2 + P_1 u + m^2 \quad \xi = E_1 + E_2$$

$$\text{et} \quad P^\# = P_1 - u \quad E_i = \sqrt{P_i^2 + m^2}$$

D'après (23) nous écrivons :

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{P'_2 \sin \alpha_2}{(P_1 - u) - P'_2 \cos \alpha_2}$$

Les figures 6 et 7 donnent des abaques pour les cas suivants :

T'_i fonction de α_i pour $u=0$, ± 300 MeV/c

α_2 fonction de α_1 pour $u=0$, ± 300 MeV/c

$$\cos \theta_i = \cos \alpha_i = \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 - \sin \delta'_i \sin \delta_1$$

$$\#) E'_{01} = \sqrt{\left[\frac{P^{\#}(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)\cos\alpha_1 + \sqrt{P^{\#2}(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)^2 \cos^2\alpha_1 + 2P_1P_2(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)(\xi^2 - P^{\#2}\cos^2\alpha_1)}}{2 - P^{\#2}\cos^2\alpha_1} \right]^2 + m^2}$$

$$\cot\alpha_2 = \cot\alpha_1 \left[\frac{P^{\#}(\xi^2 \sec^2\alpha_1 - P^{\#2})}{P^{\#}(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2) + \sqrt{P^{\#2}(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)^2 + 2P_1P_2(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)(\xi^2 \sec^2\alpha_1 - P^{\#2})}} - 1 \right]$$

$$e1) E'_{01} = m \left[\frac{(E_{01} + m) + (E_{01} - m)\cos^2\alpha_1}{(E_{01} + m) - (E_{01} - m)\cos^2\alpha_1} \right]$$

$$\tan\alpha_2 = \frac{2m}{\xi} \cot\alpha_1$$

$$///) E'_{01} = \sqrt{\left[\frac{P(E_{01}E_{02} - P_1P_2 + m^2)\cos\alpha_1 + \sqrt{P^2(E_{01}E_{02} - P_1P_2 + m^2)^2 \cos^2\alpha_1 - 2P_1P_2(E_{01}E_{02} - P_1P_2 + m^2)(\xi^2 - P^2\cos^2\alpha_1)}}{\xi^2 - P^2\cos^2\alpha_1} \right]^2 + m^2}$$

$$\cot\alpha_2 = \cot\alpha_1 \left[\frac{P(\xi^2 \sec^2\alpha_1 - P^2)}{P(E_{01}E_{02} - P_1P_2 + m^2) + \sqrt{P(E_{01}E_{02} + P_1P_2 + m^2)^2 - 2P_1P_2(E_{01}E_{02} - P_1P_2 + m^2)(\xi^2 \sec^2\alpha_1 - P^2)}} - 1 \right]$$

($0 \leq \alpha_1 \leq 41.25^\circ$)

$$E_{01}^2 = P_1^2 + m^2$$

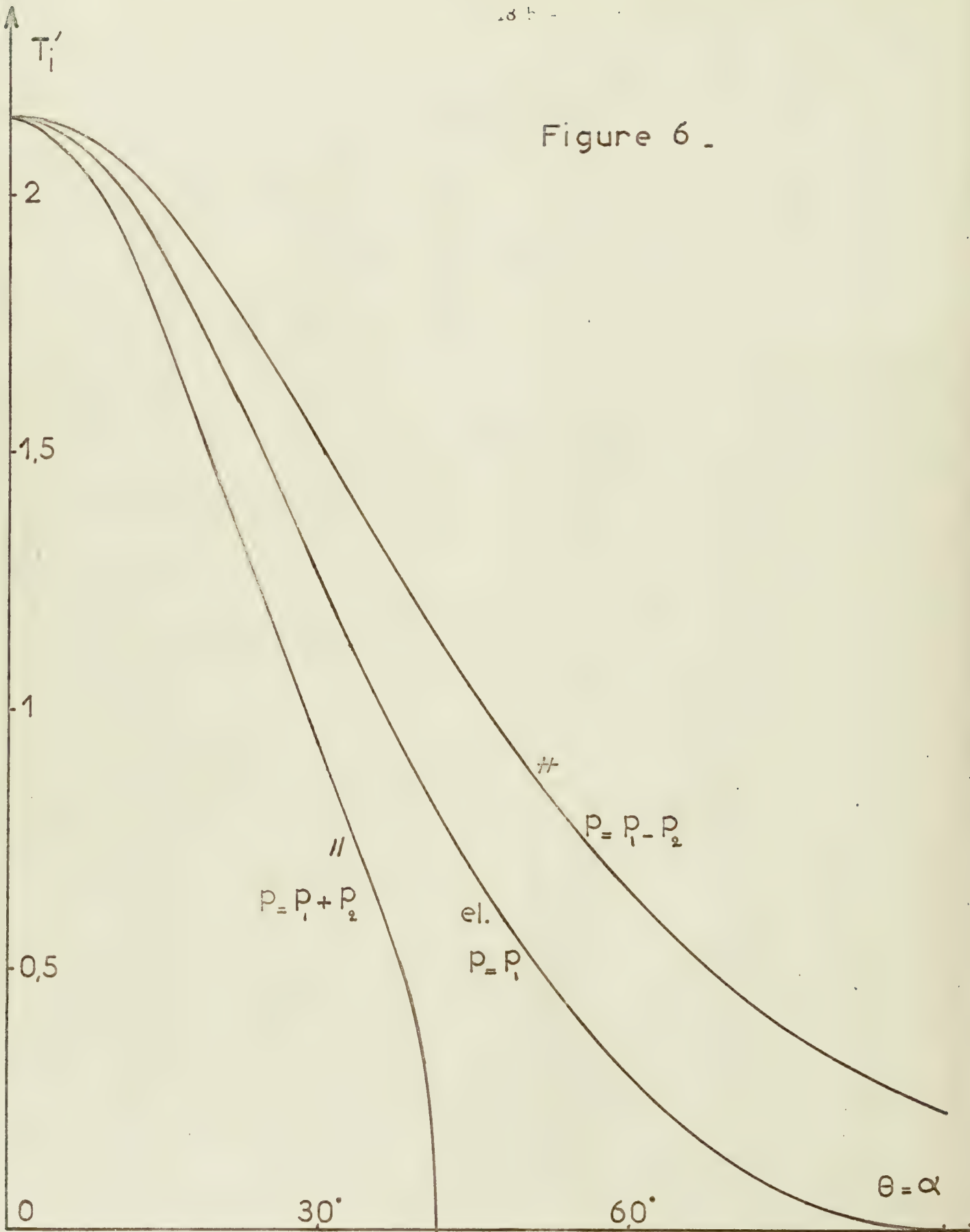
$$\xi = E_{01} + E_{02}$$

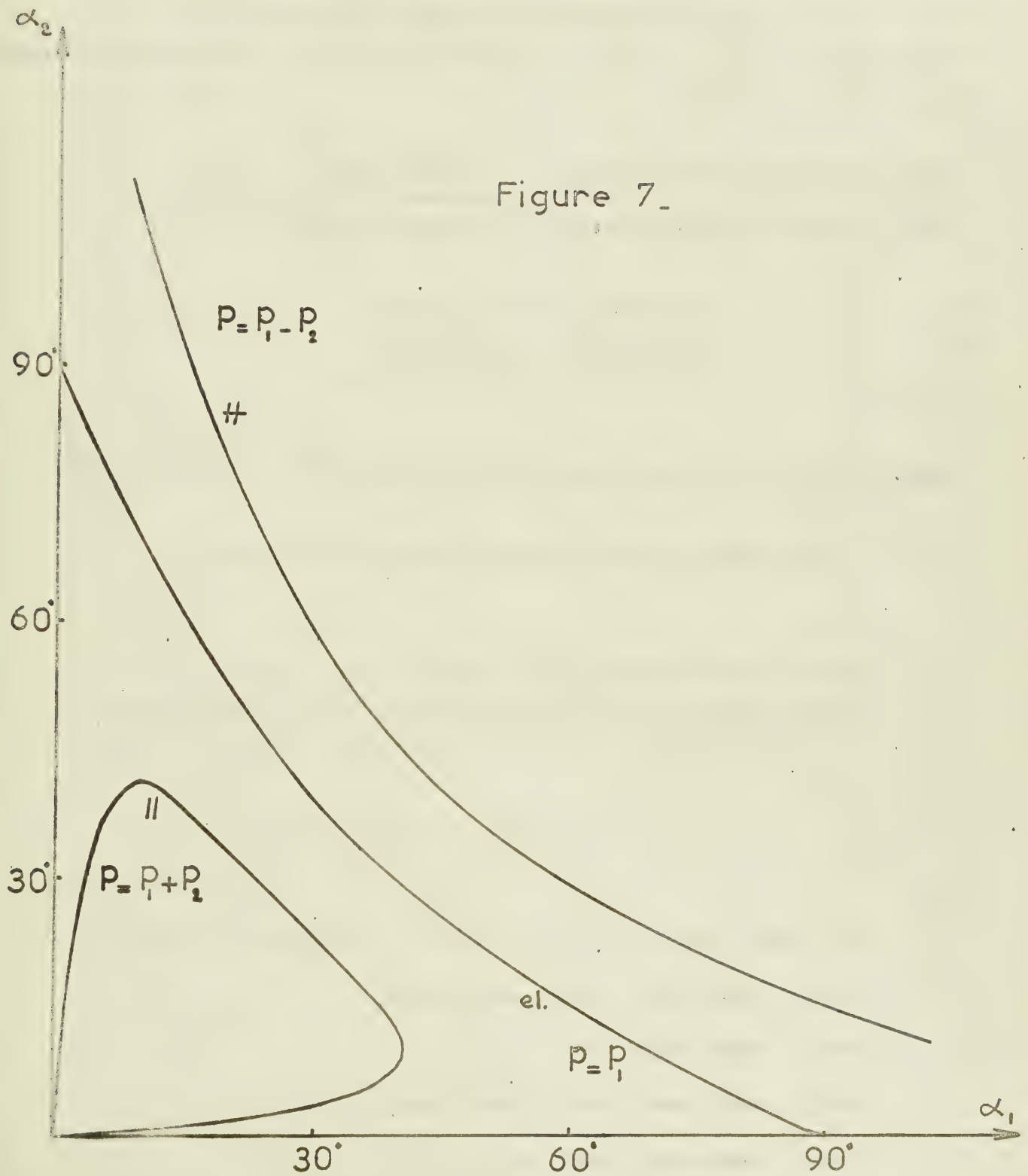
$$E_{02}^2 = P_2^2 + m^2$$

$$m = 1 \text{ Gev}$$

Relations intervenant dans les abaques des figures 6 et 7 entre les paramètres.

Figure 6 .





C. Utilisation des équations obtenues - Discussion

Nous avons donc trois équations simultanées donnant u, v et w à l'aide d'angles mesurables, à savoir :

$$\frac{\cos \epsilon_1 [(P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi] - \sin \epsilon_1 \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2}}{\cos \epsilon_1 [(P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi] + \sin \epsilon_2 \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2}} =$$

$$= \frac{(P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \varphi_1 - w \cos \psi_1}{(P_1 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \varphi_2 - w \cos \psi_2}$$

$$(\cos \epsilon_1 + \cos \epsilon_2) [(P_1 - u) \cos \phi - w \sin \phi] + (\sin \epsilon_1 - \sin \epsilon_2) \sqrt{[(P_1 - u) \sin \phi + w \cos \phi]^2 + v^2} =$$

$$= (P_1 - u)(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) - v(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2) - w(\cos \psi_1 + \cos \psi_2)$$

$$\frac{P_1^2 + u^2 + v^2 + w^2 - 2P_1 u - P_2^2 [(P_1 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \varphi_2 - w \cos \psi_2]}{P_1^2 + u^2 + v^2 + w^2 - 2P_1 u + P_2^2 - 2P_2 [(P_1 - u) \cos \alpha_2 - v \cos \varphi_2 - w \cos \psi_2]} =$$

$$= (P_1 - u) \cos \alpha_1 - v \cos \varphi_1 - w \cos \psi_1$$

où :

$$\phi = \arctg \operatorname{cosec}(\gamma'_2 - \gamma'_1) \operatorname{tg} \delta'_1 \sin \gamma'_2 - \operatorname{tg} \delta'_2 \sin \gamma'_1 + \delta_1$$

$$\cos \alpha_i = \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_i - \sin \delta'_i \sin \delta_i$$

$$\cos \varphi_i = \cos \delta'_i \sin \gamma'_i$$

$$\cos \psi_i = \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \sin \delta_i + \sin \delta'_i \cos \delta_i$$

$$\cos \epsilon_i = \cos \phi \cos \alpha_i + \sin \phi \cos \psi_i$$

La complexité de ces équations ne nous a pas encouragés à procéder à leur résolution complète à l'aide d'une machine. En particulier la présence presque partout où u , v et w apparaissent, de termes additifs en P_1 , dominant u , v et w et sur lesquels l'erreur expérimentale est importante et souvent de l'ordre de u , v et w laisse soupçonner que l'imprécision sur les valeurs de ces derniers risquerait d'être très élevée. C'est pourquoi C. Bastard¹⁷⁾ à propos d'un travail analogue au notre, mais effectué à l'aide de la technique des chambres à bulles, a essayé une méthode plus transparente physiquement, celle des corrélations entre grandeurs convenablement choisies. En l'espèce, les particules incidentes étaient des pions de environ 1 GeV/c, mais bien évidemment le procédé s'applique à n'importe quelle particule et à toute énergie.

Dans notre cas particulier, le nombre de résultats ne nous a paru justifier l'effet considérable qu'aurait exigé la contribution des abaqes. D'ailleurs la précision médiocre sur E_2° n'aurait peut-être même pas permis de les utiliser correctement.

A titre indicatif cependant nous donnons la corrélation énergie - angle α pour des impulsions égales à 300 MeV/c parallèles et antiparallèles (cf. paragraphe précédent). Il est évident que la seule considération de telles collisions élastiques coplanaires aurait le grand avantage de simplifier considérablement l'analyse des données. Malheureusement, avec les méthodes de " traces ", le nombre de phénomènes analysables serait trop restreint et la méthode n'est guère valable qu'avec une technique de compteurs où une pré-sélection est possible.

III. RESULTATS DES MESURES

1. Les émulsions

Nous avons identifié des collisions quasi-élastiques p-p dans les plaques mises à notre disposition. Les plaques font partie d'un stack de 100 émulsions nucléaires Ilford G5 de dimension 14,3 cm x 23,3 cm x 600 μ m qui a été exposé le 12 juillet 1962 au faisceau d'antiprotons de 3 GeV/c produit au C.E.R.N. par action de protons de 28 GeV sur une cible de béryllium. Le flux est de 10^5 antiprotons pour tout le stack irradié pendant deux heures. Après l'exposition, les émulsions furent développées au C.E.R.N. puis réparties entre les laboratoires de Paris-Sorbonne (Prof. Morand), de Caen (Prof. Schérer), de Clermont-Ferrand (Prof. Avan) et de Lyon (Prof. Philbert).

2. L'exploration

Chaque trace repérée à quelques millimètres du bord de la plaque, a été suivie jusqu'à soit un événement, soit la sortie de la plaque, soit enfin l'achèvement d'un parcours de 10 cm. Les scanners ont utilisé à cet effet des microscopes du type Leitz-Ortholux, munis d'oculaires 10 x et d'objectifs 22x ou 53x. La longueur totale des traces primaires explorées à Lyon était égale à 343,769 mètre (à la date du 15 septembre 1964).

3. Mesure des angles-Sélection des événements

Nous avons étudié tous les événements possédant deux branches sans distorsion trop notable à la sortie. Les critères dont nous nous sommes servis pour identifier les collisions quasi-élastiques sont les suivants :

- a) il n'y avait aucune trace même très courte laissée par le noyau de recul
- b) si les deux traces à la sortie se trouvaient toutes deux à plus de 6° du même côté de la trace incidente sur le plan horizontal, l'événement était refusé (Pour avoir une telle allure, il faudrait une impulsion

de plus de 400 MeV/c dans le noyau).

Si l'événement satisfaisait ces deux critères, nous mesurons les cinq angles habituels. Les mesures angulaires ont été effectuées par la méthode de la tangente dont le principe est celui de la méthode de diffusion (cf. Thèse de B. Tinland ¹⁸⁾, thèse de F. Guérin Bartholin ¹⁶⁾). Pour les grands angles dans le plan horizontal, nous avons employé un goniomètre car la méthode des tangentes n'est pas suffisamment précise. Les mesures ont été faites avec un microscope Koristka R4.

Les angles $\delta_1, \delta'_1, \delta'_2, \gamma'_1, \gamma'_2$ étant mesurés, nous avons calculé à l'aide d'une machine IBM 1620 les quantités suivantes :

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{\operatorname{tg} \delta'_1 \sin \gamma'_2 - \operatorname{tg} \delta'_2 \sin \gamma'_1}{\sin (\gamma'_2 - \gamma'_1)}$$

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\operatorname{tg} \eta + \operatorname{tg} \delta_1}{1 - \operatorname{tg} \eta \operatorname{tg} \delta_1}$$

$$\begin{aligned} \Delta \operatorname{tg} \phi = & \left| \frac{\operatorname{tg} \phi}{\sin (\gamma'_2 - \gamma'_1) (\operatorname{tg} \eta + \operatorname{tg} \delta_1)} \right| \left[\left| \sin \gamma'_2 \right| \Delta (\operatorname{tg} \delta'_1) + \left| \sin \gamma'_1 \right| \Delta (\operatorname{tg} \delta'_2) + \right. \\ & + \left| \operatorname{tg} \delta'_1 \cos \gamma'_2 \right| \Delta \gamma'_2 + \left| \operatorname{tg} \delta'_2 \cos \gamma'_1 \right| \Delta \gamma'_1 + \left| \operatorname{tg} \eta \cos (\gamma'_2 - \gamma'_1) \right| \left\{ \Delta \gamma'_1 + \Delta \gamma'_2 \right\} + \\ & \left. + \left| \sin (\gamma'_2 - \gamma'_1) \right| \Delta \operatorname{tg} \delta_1 \right] \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\cos \delta_1 (\operatorname{tg} \delta'_1 \sin \gamma'_2 - \operatorname{tg} \delta'_2 \sin \gamma'_1) + \sin \delta_1 \sin (\gamma'_2 - \gamma'_1)}{\operatorname{tg} \delta'_1 \cos \gamma'_2 - \operatorname{tg} \delta'_2 \cos \gamma'_1}$$

$$\Delta \text{tg} \lambda = \left| \frac{1}{\text{tg} \delta'_1 \cos \gamma'_2 - \text{tg} \delta'_2 \cos \gamma'_1} \right| \left[\left| (\cos \delta_1 \sin \gamma'_2 - \text{tg} \lambda \cos \gamma'_2) \right| \Delta (\text{tg} \delta'_1) + \right. \\ \left. + \left| \text{tg} \lambda \cos \gamma'_1 - \cos \delta_1 \sin \gamma'_1 \right| \Delta (\text{tg} \delta'_2) + \left| \text{tg} \lambda \sin \gamma'_1 + \cos \delta_1 \text{tg} \delta'_2 \cos \gamma'_1 + \sin \delta_1 \cos (\gamma'_2 - \gamma'_1) \right| \Delta \gamma'_1 \right. \\ \left. + \left| \text{tg} \lambda \sin \gamma'_2 + \cos \delta_1 \text{tg} \delta'_1 \cos \gamma'_2 + \sin \delta_1 \cos (\gamma'_2 - \gamma'_1) \right| \Delta \gamma'_2 + \left| \cos \delta_1 \sin (\gamma'_2 - \gamma'_1) - \sin \delta_1 \right. \right. \\ \left. \left. \left\{ \text{tg} \delta'_1 \sin \gamma'_2 - \text{tg} \delta'_2 \sin \gamma'_1 \right\} \right| \Delta \delta_1 \right]$$

$$\cos \alpha_i = \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 - \sin \delta'_i \sin \delta_1 \quad i=1, 2$$

$$\Delta \alpha_i = \frac{1}{\sin \alpha_i} \left[\left| \sin \delta'_i \cos \gamma'_i \cos \delta_1 + \cos \delta'_i \sin \delta_1 \right| \Delta \delta'_i + \left| \cos \delta'_i \cos \gamma'_i \sin \delta_1 + \sin \delta'_i \cos \delta_1 \right| \right. \\ \left. \Delta \delta_1 + \left| \cos \delta'_i \sin \gamma'_i \cos \delta_1 \right| \Delta \gamma'_i \right]$$

4. Les erreurs sur les angles

Les mesures angulaires par la méthode de la tangente ont utilisé des points séparés par des cellules de 250 μm . Mais dans les calculs, nous nous sommes ramenés à des cellules de 1 mm. Avec les notations de F. Bartholin (cf. Thèse¹⁶⁾), nous écrivons :

$$\text{tg} \gamma'_i = \text{hy}'_i \dots \dots \dots$$

$$\gamma'_i = \text{arctg}(\text{hy}')_i$$

$$\text{tg} \delta'_i = \frac{\text{hz}'_i \cdot c}{\sqrt{(\text{hy}'_i)^2 + 1}}$$

$$\text{tg} \delta_1 = \text{hz}_1 \cdot c \dots \quad \delta_1 = \text{arctg}(\text{hz}_1 \cdot c)$$

$$\Delta \gamma'_i = \sec^2 \gamma'_i \Delta \text{hy}'_i$$

$$\Delta (\text{tg} \delta'_i) = \text{tg} \delta'_i \left[\frac{\Delta h z'_i}{h z'_i} + \frac{\Delta c}{c} + \frac{2 \Delta h y'_i}{1 + (h y'_i)^2} \right]$$

$$\Delta (\text{tg} \delta_1) = \text{tg} \delta_1 \left[\frac{\Delta h z_1}{h z_1} + \frac{\Delta c}{c} \right]$$

$$\Delta \delta_1 = \cos^2 \delta_1 \Delta (\text{tg} \delta_1) \qquad \Delta \delta'_i = \cos^2 \delta'_i \Delta (\text{tg} \delta'_i)$$

(hy et hz sont les écarts pour des cellules de 1 mm.)

La dispersion du faisceau introduit une incertitude de 5% sur la valeur du moment linéaire de 3 GeV/c

5. Événements retenus

Seuls les événements pour lesquels

$$0 < \text{tg} \phi \pm \Delta \text{tg} \phi < 0,12$$

$$0 < \text{tg} \lambda \pm \Delta \text{tg} \lambda < 0,12$$

$$\Gamma \pm \Delta \Gamma \neq 0,47 \pm 0,02 \qquad \text{pour } \text{tg} \phi = \text{tg} \lambda = 0$$

ont été considérés comme des collisions quasi-élastiques. La limite de 0,12 sur les tangentes correspond à une valeur maxima pour P_2 de 300 MeV/c, d'après (6). La valeur de 0,47 correspond à Γ (équation (7)) pour le faisceau incident d'antiprotons de 3 GeV/c. Nous avons calculé $\text{tg} \phi$, $\text{tg} \lambda$, et Γ et leurs erreurs pour 36 événements. Finalement il nous restait 20 événements qui selon tous nos critères étaient des collisions quasi-élastiques.

6. Détermination de l'énergie du proton

Dans la plupart des collisions quasi-élastiques (sinon dans toutes), le proton émergeant a une énergie relativement faible (quelques centaines de MeV au plus), donc susceptibles d'être déterminé (au contraire de l'antiproton).

Dans tous les cas où c'est apparu possible, cette énergie a été déterminée *
par l'une ou l'autre des deux méthodes suivantes :

- a) le parcours si la particule ne sortait pas du stack
- b) l'ionisation dans le cas contraire

7. Ensemble des valeurs expérimentales

Les valeurs expérimentales qui caractérisent le choc (angles, énergie du proton de recul E_2) sont reproduites dans le tableau.

8. Libre parcours moyen des antiprotons pour les collisions quasi-élastiques

Dans une publication concernant la détermination du libre parcours moyen des antiprotons de 3 GeV/c dans le stack en question, F. Bartholin et col¹⁹⁾ ont montré que la longueur des traces d'antiprotons étudiées est en réalité 86,5 % de la longueur totale suivie et que le nombre des interactions réellement dû aux antiprotons représente 98 % du nombre total des interactions repérées. Ceci est dû à la contamination du faisceau qui a été étudiée au CERN par H. Djerassi et M. Lami²⁰⁾

Donc nous avons 19,6 événements dûs aux antiprotons dans

$$\frac{343,769 \times 86,5}{100} = 297,56 \text{ mètres de trace.}$$

Compte tenu des erreurs de genre statistique dans le nombre d'événements nous trouvons un libre parcours des antiprotons pour les collisions quasi-élastiques de $15,3^{+4,4}_{-2,7}$ mètres pour une impulsion incidente de $3,0 \pm 0,15$ GeV/c

* Ces mesures sont dues à ma collègue Madame Burdet qui a bien voulu me communiquer leur résultat et me permettre de les reproduire.

Numéro Événement	$tg\phi$	$\Delta tg\phi$	$tg\lambda$	$\Delta tg\lambda$	$\cos \alpha_1$	$\Delta \alpha_1$	$\cos \alpha_2$	$\Delta \alpha_2$	$\cos \varphi_1$	$\Delta \varphi_1$
1	0,0077	0,0042	0,0147	0,0074	0,9971	0,00206	0,5605	0,0073	0,0699	0,00116
9	0,0206	0,0047	0,0356	0,0127	0,9996	0,00367	0,3744	0,01974	0,008	0,00058
19	0,0587	0,0163	0,0262	0,0106	0,992	0,00608	0,112	0,0133	0,02898	0,000597
22	0,0487	0,0099	0,0522	0,0128	0,997	0,0075	0,9809	0,0294	0,02359	0,00116
23	0,0169	0,0096	0,0577	0,0264	0,9985	0,0030	0,0831	0,004	0,05491	0,00289
36	0,0162	0,0107	0,0163	0,009	0,9954	0,0018	0,1592	0,0129	0,07564	0,00100
38	0,013	0,0053	0,3909	0,3109	0,99135	0,0015	0,3892	0,0082	0,13008	0,000997
40	0,0503	0,0181	0,0202	0,0055	0,99508	0,00367	0,54074	0,0309	0,05363	0,000883
45	0,0157	0,007	0,1409	0,108	0,99134	0,0040	0,0812	0,0066	0,1279	0,00346
49	0,0472	0,0168	0,0935	0,0403	0,9632	0,00376	0,4788	0,0096	0,2189	0,00045
54	0,003	0,0018	0,1415	0,097	0,9978	0,00094	0,10297	0,0019	0,06644	0,000898
57	0,0121	0,0084	0,0207	0,0122	0,9976	0,0023	0,1800	0,0069	0,06393	0,00100
59	0,0033	0,0028	0,0317	0,0300	0,99812	0,00093	0,3773	0,00266	0,0605	0,0006
63	0,0372	0,011	0,0799	0,0138	0,99620	0,00881	0,071	0,006	0,09694	0,00869
83	0,0151	0,0011	0,0718	0,0092	0,99983	0,00105	0,1836	0,00206	0,0075	0,0005
85	0,0346	0,0167	0,0136	0,0061	0,99919	0,00484	0,4358	0,01077	0,0757	0,005
92	0,0074	0,0028	0,0072	0,0034	0,9999792	0,00228	0,2677	0,0181	0,000999	0,0005
94	0,0004	0,00002	0,0825	0,0161	0,9966	0,00050	0,15656	0,00087	0,082	0,000498
97	0,0044	0,0020	0,0057	0,0028	0,999987	0,0019	0,3614	0,0082	0,0008	0,000100
106	0,131	0,0039	0,0383	0,011	0,9971	0,0014	0,1553	0,0097	0,0749	0,000997

Numéro Événement	$\cos \varphi_2$	$\Delta \varphi_2$	$\cos \psi_1$	$\Delta \psi_1$	$\cos \psi_2$	$\Delta \psi_2$	Γ	$\Delta \Gamma$	E (Mev)	ΔE
1	0,7314	0,0059	0,02903	0,00258	0,3885	0,01015	0,112	0,0048	22,2	0,2
9	0,7988	0,0245	0,0253	0,00367	0,4709	0,0508	0,065	0,013		
19	0,4025	0,0429	0,1231	0,00611	0,9085	0,0486	1,133	0,190		
22	0,1638	0,00858	0,0706	0,00749	0,10511	0,00776	0,0148	0,0038	10,83	0,14
23	0,9566	0,00999	0,0008	0,0066	0,2793	0,03518	0,659	0,0678	11,023	0,15
36	0,7008	0,0356	0,0592	0,00165	0,6954	0,05097	0,598	0,060	17,86	0,19
38	0,92047	0,00288	0,01715	0,0042	0,03555	0,0057	0,313	0,011	132,0	1,3
40	0,32341	0,01616	0,08324	0,00038	0,77654	0,038161	0,155	0,016	20,35	0,22
45	0,99046	0,0037	0,02974	0,00275	0,1137	0,028997	1,62	0,18	62,3	0,5
49	0,774	0,00965	0,1561	0,00617	0,41375	0,024146	0,51	0,019		
54	0,9945	0,000249	0,00160	0,00156	0,02100	0,00328	0,643	0,021	6,015	0,06
57	0,85116	0,02315	0,00364	0,49305	0,0475	0,0251	0,376	0,027	18,51	0,2
59	0,9209	0,00134	0,00965	0,00220	0,0977	0,00802	0,150	0,0035	20,75	0,23
63	0,2256	0,00115	0,00342	0,00231	0,06879	0,00289	0,021	0,0027	60,3	0,47
83	0,961	0,0021	0,0166	0,00093	0,204	0,0089	0,098	0,0068	61,0	0,5
85	0,3243	0,0076	0,03087	0,02136	0,83956	0,0125	0,083	0,012	35,18	0,41
92	0,6714	0,0349	0,00637	0,00224	0,69102	0,0533	0,023	0,0099		
94	0,987	0,000138	0	0	0,00477	0,000243	0,52	0,006	29,99	0,34
97	0,738	0,01007	0,0050	0,00192	0,56914	0,0183	0,013	0,005		
106	0,9355	0,00418	0,0125	0,0027	0,3173	0,00948	0,48	0,04	34,78	4,1

Le seul résultat du même type est celui de McEwen et al ⁹⁾ qui ont trouvé un libre parcours moyen de $16,0 \pm 2$ mètres pour des protons à une énergie de 925 MeV. L'accord entre les deux nombres est apparemment excellent. En fait la comparaison ne doit pas se faire entre libre parcours, mais entre rapports de la section efficace de collision quasi-élastique à la section efficace totale avec les noyaux: celles-ci sont d'environ 0.025 pour les protons de 1 GeV et de 0,020 pour les antiprotons de 2.2 GeV.

M. Philbert m'a cependant signalé que les critères conduisant à éliminer un événement de la classe " diffusion élastique " au profit de la classe " diffusion quasi-élastique " étaient peut-être trop sévères . Il pense en effet que la précision des déterminations expérimentales est surestimée. En particulier il pense que la condition $\Gamma + \Delta\Gamma = 0,47 \pm 0,02$ pour l'élasticité d'une collision est beaucoup trop restrictive. Effectivement nous avons considéré comme " quasi-élastiques " des événements que F. Bartholin-Guérin tient pour élastiques. De toute manière les renseignements contenus dans notre tableau permettent un réexamen éventuel à la lumière par exemple de renseignements plus complets sur la précision des mesures angulaires dans l'émulsion.

CONCLUSION

L'étude mathématique de la cinématique des collisions quasi-élastiques à laquelle nous avons procédé nous a conduit à des expressions qui, en principe, permettent la détermination des trois composantes du moment linéaire du nucléon interne.

Le manque de précision de nos données et la complexité des équations nous a détourné de leur utilisation. Mais leur valeur intrinsèque subsiste et dans des expériences où les énergies des particules seraient déterminées avec une bonne précision, nous pensons qu'elles auraient une certaine valeur.

L'étude expérimentale a montré clairement à quelles conditions les collisions quasi-élastiques seraient susceptibles d'être étudiées et utilement analysées. Il faudrait :

- une précision suffisante sur les déterminations angulaires , ce qui ne soulève pas de difficulté fondamentale mais exige que la distorsion des émulsions soit faible
- une très bonne détermination de l'énergie du proton de recul : là encore il n'y a pas d'obstacle essentiel
- une excellente connaissance de l'énergie de la particule incidente; la mesure dans l'émulsion ayant la précision requise , compte tenu de la valeur du moment, paraît impossible. La satisfaction de cette exigence ne peut donc être trouvée que dans une définition suffisante de l'énergie des particules du faisceau.

BIBLIOGRAPHIE

1. J. B. CLADIS, W. N. HESS et B. J. MOYER Phys. Rev. 87 425 1952
2. E. M. HENLEY Phys. Rev. 85 204 1952
3. C. RICHMAN et H. A. WILLCOX Phys. Rev. 78 496 1950
4. J. HADLEY et H. F. YORK Phys. Rev. 80 345 1950
5. H. A. WILLCOX et B. J. MOYER Phys. Rev. 110 875 1955
6. A. WATTENBURG et al. Bull. Amer. Phys. Soc. 1 170 1956
7. J. D. DOWELL et al Proc. Roy. Soc. 75 24 1960
8. W. SELOVE Phys. Rev. 98 208 1955
- W. SELOVE Phys. Rev. 101 231 1957
9. J. G. McEWEN, W. M. GIBSON et
 P. J. DUKE Phil. Mag. 2 231 1957
10. G. F. CHEW et M. L. GOLDBERGER Phys. Rev. 77 470 1950
11. A. L. HELMBOTZ, E. M. McMILLAN et
 D. SEWELL Phys. Rev. 72 1003 1947
- J. STEINBERGER et A. S. BISHOP Phys. Rev. 78 494 1950
- M. LAX et H. FESHACH Phys. Rev. 81 189 1951
12. O. CHAMBERLAIN et E. SEGRE Phys. Rev. 87 81 1952
- H. M. BLOCK, S. PASSMAN et W. HAVENS Phys. Rev. 88 1239 1952
13. J. G. McEWEN et J. B. ENGLAND Phil. Mag. 2 240 1956
14. G. GOLDHABER Phys. Rev. 89 1187 1953
- J. OREAR Phys. Rev. 92 156 1953
- H. TAFT Phys. Rev. 101 1116 1956
15. P. J. DUKE et al Phil. Mag. 46 877 1955
16. F. BARTHOLIN-GUERIN Thèse 3ème cycle Lyon 1964
17. C. BASTARD Thèse à publier Lyon 1965
18. B. TINLAND Thèse 3ème cycle Lyon 1964
19. F. GUERIN -BARTHOLIN et B. TINLAND
 et al C. R. Ac. Sc. Paris 258 1219 196
20. H. DJERASSI et M. LAMI CERN/TC/Phys. 2/1962

Vu

Les Membres du Jury

MM. A. SARAZIN

G. PHILBERT

Mme M. ERICSON

Vu et approuvé

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :

Lyon, le 21 juin 1965

Le Recteur

Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

